Untersuchung über die Verbrennungsgeschwindigkeiten laminarer Flammen im Überdruckbereich.

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

vorgelegt
von
Ulrich Grimm
aus Saalfeld/Saale

Göttingen 1960

D 7

Referent: Prof. Dr. W. Jost

Korreferent: Prof. Dr. R. Hilsch

Tag der mündlichen Prüfung: 26.2.1960

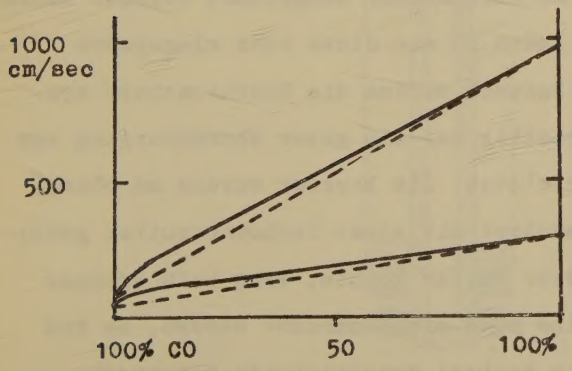
Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. Wilhelm Jost, danke ich sehr für die Anregung und freundliche Förderung dieser Arbeit.
Herrn Dr. H.Gg. Wagner bin ich für anregende Diskussionen zu großem Dank verpflichtet.
Die Mitarbeiter der Institutswerkstatt unter Leitung von Herrn Feinmechanikermeister Knorr halfen in dankenswerter Weise beim Aufbau der Versuchsanordnung.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
I. Experimente mit dem Hochdruckbrenner	2
1 1 Apparatur	2
1 2 Messungen und Auswertung	3
1 3 Die Brennstoffe	6
1 4 Meßergebnisse	7
2 Die Ermittlung von Lösch(quenching)-Durchmessern	8
3 Diskussion	11
Anhang	
I. Die Flammengeschwindigkeit und ihre Bestimmung mittels der Brennermethode	21
II. Abschätzung der Meßfehler	28
III. Die Ergebnisse der einzelnen Messungen	31
Literaturverzeichnis	

Bisher veröffentlichte Untersuchungen der Flammengeschwindigkeit behandeln überwiegend den Druckbereich unter 1 at (1), während das Gebiet mit Drucken über 1 at wenig erforscht ist (2). In dieser Arbeit werden Versuche im Bereich von 1 bis 25 at beschrieben. Dabei wurde darauf verzichtet, eine größere Anzahl Brennstoffe zu untersuchen; vielmehr wurden mit wenigen Komponenten Flammengeschwindigkeiten gemessen, die bei Normaldruck zwischen 10 und 1000 cm/sec liegen. Ferner sollten für eine theoretische Behandlung die Komponenten so beschaffen sein, daß der Reaktionsmechanismus möglichst unkompliziert war. Dazu wurden die Flammengeschwindigkeiten im System $CO-H_2-O_2-N_2$ ausgesucht. Die Verhältnisse sind in Abb.1 dargestellt, die Werte sind dieser Arbeit entnommen. Es wurde die Brennermethode benutzt (s.Anhang, Kap.I).

Eventuelle Einwände konnten in dieser Arbeit weitgehend unberücksichtigt bleiben, da es hauptsächlich auf die relative Genauigkeit in der Druckabhängigkeit ankam. Wie weit diese relative Genauigkeit bei hohen Drucken und sehr kleinen Brennerdurchmessern gewährleistet ist, sollten Messungen von Löschabständen im untersuchten Druckbereich ergeben,



1. Experimente mit dem Hochdruckbrenner

1 1 Apparatur (Abb.2)

Für Überdruckflammen wurde ein Flammenspaltrohr benutzt, das aus einem Stahlzylinder bestand, von 3 cm Wandstärke und 12 cm Außendurchmesser. Er war mit der übrigen Apparatur durch Flansche verbunden. Zur Beobachtung war er mit drei auswechselbaren Kristallglasfenstern versehen, die ebenfalls durch Flansche gehalten wurden. Besonders bei wasserstoffreichen Gemischen war es erforderlich, die Beobachtungsfenster mit Stickstoff anzublasen, da sie sonst mit Wasser beschlugen. Eine vierte Bohrung im Zylinder wurde zur Durchführung eines Zünddrahtes benutzt. Der verwandte Glühdraht war beweglich und konnte nach erfolgter Zündung aus der Flamme geschwenkt werden. Am Flansch, der den unteren Teil des Spaltrohres abschloß, war ein dickwandiges, 1 m langes Stahlrohr angebracht, das von einem Kühlmantel umgeben war. Es schloß unten mit einem Gewindeansatz zum Anschluß der Brennerzuleitung ab. Am oberen Ende konnten Brennerrohre von 0,3-10 mm Durchmesser eingeführt werden. Diese trugen an beiden Enden in das dicke Rohr eingepaßte Kupferführungen. Dadurch wurden die Brennerachsen zentriert,und gleichzeitig war ein guter Wärmeübergang zum Kühlmantel gewährleistet. Die Brenner wurden am oberen Ende des Führungsrohres mit einer Sechskantmutter gehalten. Anstelle dieser Mutter konnte, wenn kein Brenner eingebaut war, eine Düse eingeschraubt werden, so daß bei Normaldruck im Wechsel vergleichende Messungen

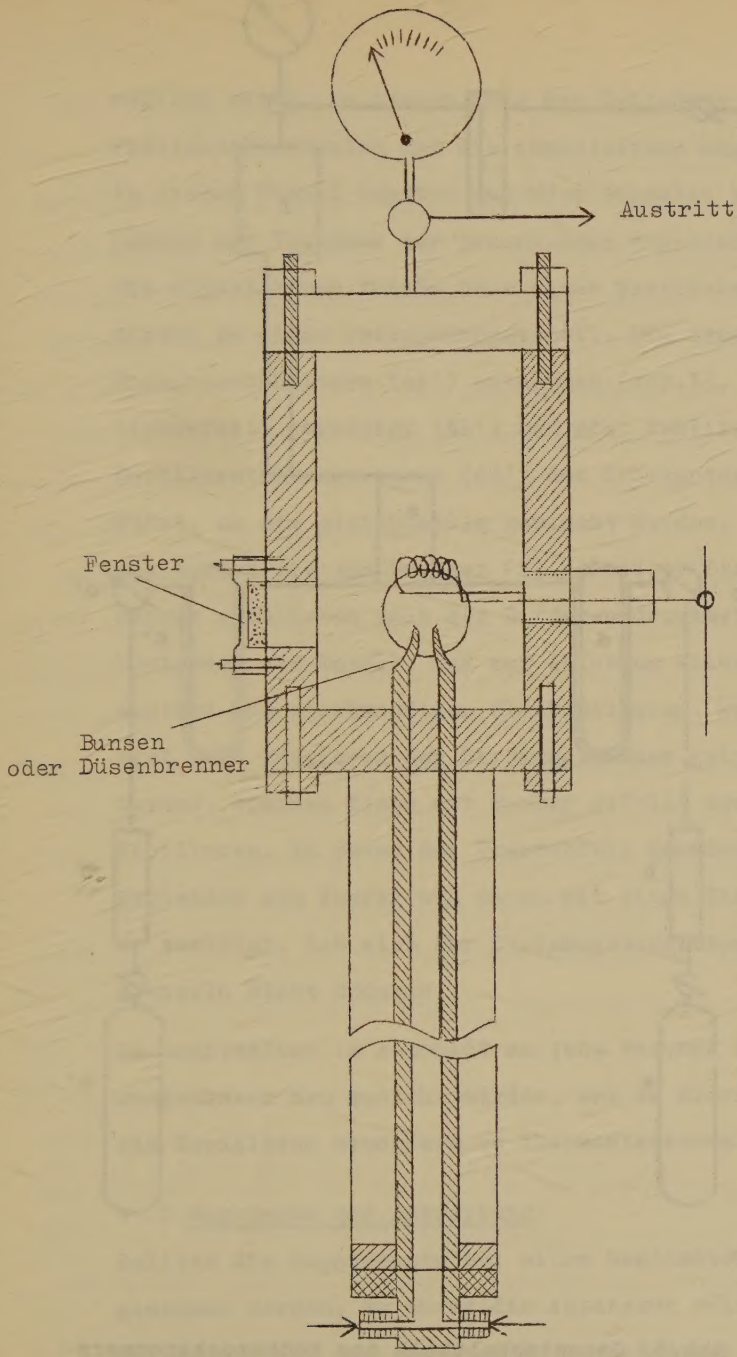


Abb. 2 Hochdruckbrenner

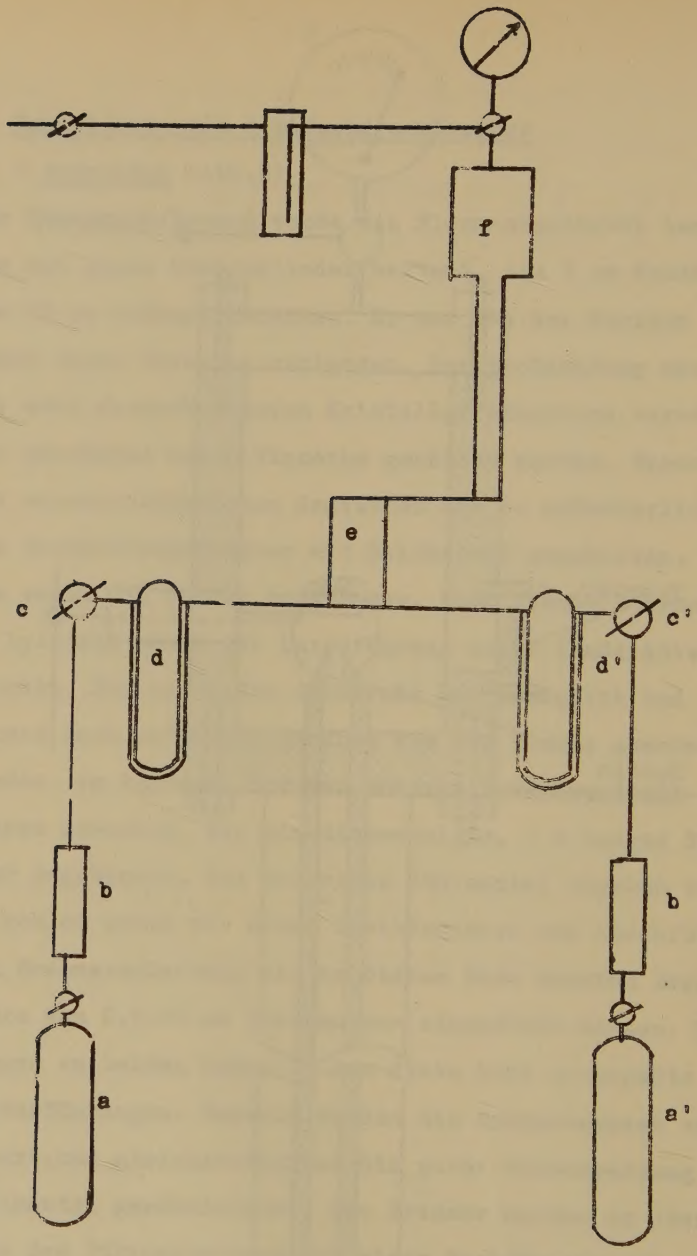


Abb.3 Gesamtschaltbild des Hochdruckbrenners

möglich waren. Am oberen Ende des Zylinders war ein Präzisionsmanometer und die Abgasleitung angeflanscht. An diesem Deckel konnten außerdem Einsätze zur Veränderung des Volumens der Brennkammer angebracht werden. Die Abgasleitung führte über einen Wasserabscheider direkt zu einem Entspannungsventil. Die Gase wurden Hochdruckbehältern (aa') entnommen (Abb.3), erforderlichenfalls gereinigt (bb') und über Ventile (cc') und Kapillarströmungsmesser (dd') dem Trockenturm (e) zugeführt, wo sie gleichzeitig gemischt wurden. Von dort aus wurden sie zum Brenner (f) geleitet. Die Strömungsmesser arbeiteten nach der Differenzdruckmethode und bestanden aus Metall. Der zur Ablesung notwendige Teil bestand aus starkwandigen Glaskapillaren. Da die Gase erst nach Passieren der Strömungsmesser getrocknet wurden, konnten diese mit Wasser gefüllt werden. Die Kapillaren, in denen der Druckabfall gemessen wurde, bestanden aus Kupfer und waren mit einem Eisensockel so verlötet, daß sich ihr Strömungswiderstand beim Auswechseln nicht änderte.

Da unmittelbar im Anschluß an jede Messung die Strömungsmesser neu geeicht wurden, war es überflüssig, die Kapillaren besonders zu thermostatieren.

1 2 Messungen und Auswertung

Sollten die Experimente bei einem bestimmten Druck vorgenommen werden, so wurde die Apparatur zuerst mit Stickstoff auf den gewünschten Arbeitsdruck gebracht.

Daraufhin wurde der Brennstoffstrom einreguliert und der Zünddraht zum Glühen gebracht. Erst dann wurde das Oxydationsmittel dem Gasstrom beigemischt. So konnten unkontrollierbare Explosionen in der Brennkammer vermieden werden,und die Zündung erfolgte im günstigsten Mischungsbereich. In den Fällen, wo es nicht möglich war, die Flamme mit dem Heizdraht zu zünden, konnte man mit einem Brennstoffstrom durch den Brenner und Einleiten von Luft durch die Leitung, durch die die Fenster angeblasen wurden, eine Diffusionsflamme bei 1 at zünden und sie mittels des Entspannungsventils auf den gewünschten Druck einregulieren. Dann konnte dem Brennstoff das Oxydationsmittel zugesetzt und die Sekundärluft durch Stickstoff ersetzt werden. Wenn die Flamme stabil brannte und der Druck hinreichend konstant war, wurden 2 bis 3 photographische Aufnahmen bei verschiedener Belichtungszeit hergestellt. Mit der Anordnung Contax-Panflex-Zwischenring und Teleobjektiv (Trotar 1:4, F = 85 mm) war es möglich, bis auf ca. 10 cm an die Flamme heranzugehen. Die Brennfläche erschien dann auf dem Negativ 2,8fach vergrößert; da auf jedem Film ein Maßstab mitzuphotographieren war, konnten die Negative im Projektor nochmals vergrößert werden. Aus diesen Vergrößerungen war in weitaus den meisten Fällen die Flammengeschwindigkeit durch Ausmessen der Kegelhöhe zu bestimmen. Wie aus Abb.4a hervorgeht, weicht die Fläche einer Bunsenflamme nur wenig von der eines geometrischen Kegels gleicher Höhe ab. Der hierdurch

auftretende Fehler wird auf ca. 4% geschätzt. Bei Aufnahmen, wo dieses Verfahren nicht angebracht war, wie z.B. bei der der in Abb.4b gezeigten, wurde die auf Papier projizierte Flamme nachgezeichnet, in Kugelkalotten und Kegelstümpfe zerlegt und daraus die Fläche berechnet. Solche Fälle traten aber nur in sehr magerem

Abb.4a

Abb.4b

oder sehr fettem Mischungsbereich auf. Im mittleren Mischungsbereich konnte der Brennkegel stets durch Regeln des Frischgasstromes mindestens auf die 2fache Höhe des Brennerdurchmessers gebracht werden, in der Bunsenflammen einem Kegel am ähnlichsten sind.
Die Flammengeschwindigkeit Λ_o ergibt sich dann aus der Formel

$$\Lambda_o = \frac{D}{F}$$

D = Durchsatz (cm^3 Frischgas/sec.)

F = Fläche der Flamme.

Die obere Druckgrenze wurde durch folgende Faktoren bestimmt:

a) laminare Flammen bei hohen Drucken erfordern kleine

kleine Brennerdurchmesser. Werden diese Durchmesser kleiner als ca. 0,5 mm, so rufen Wandunebenheiten im Brennerrohr Verfälschung der Flammengeschwindigkeitswerte hervor.

b) Die Ausmessung von Kegelhöhe und -basis wird bei kleinen Flammen ungenauer.

c) Mit ansteigendem Druck steigt die Lichtemission der Abgabe um den Flammenkegel, so daß photographische Aufnahmen des Kegels nicht mehr möglich sind.

1 3 Die Brennstoffe

Die Brennstoffe wurden aus handelsüblichen, in Bomben bezogenen Gasen hergestellt, die in Stahlzylindern durch Druckeinstellung gemischt wurden. Der Mischungsvorgang wurde dadurch beschleunigt, daß man die Bomben lokal erwärmte. Die genaue Zusammensetzung wurde mit einem Gasinterferometer bestimmt. Die so erhaltenen Brennstoffe hatten folgende Zusammensetzung:
$x_{(H_2)}$: 0,9962; 0,9924; 0,9814; 0,49; 0,267; 0,03;
der Rest war Kohlenmonoxyd.

Mit zunehmendem CO-Gehalt enthielten diese Mischungen größer werdende Mengen an $Fe(CO)_5$. Dieser Bestandteil war Flammengeschwindigkeitsmessungen insofern hinderlich, als er bei ca. 180°C zerfällt und das dabei anfallende Eisen den Brenner verschmutzte. Solange der Brennerdurchmesser groß genug gewählt werden konnte, war der dadurch verursachte Fehler in der Flammengeschwindigkeit vernachlässigbar, da aber bei

zunehmendem Druck die Brennerdurchmesser so klein wurden, daß sich hierdurch Fehler bis zu 50% ergeben konnten, war es notwendig, diese Verunreinigungen zu entfernen. Es wurde daher in die Brennstoffleitung vor die Strömungsmesser eine Kühlfalle eingebaut, in der das Eisenpentakarbonyl bei minus 80°C an Aktivkohle absorbiert wurde. Die Gase mußten daraufhin wieder auf Normaltemperatur gebracht werden. ehe sie in die Strömungsmesser geleitet wurden.

1 4 Meßergebnisse

Die Kurven, die sich für die einzelnen Drucke unmittelbar aus den Messungen ergaben, sind im Anhang, Kap.3, aufgeführt. Es wurde hierbei die Flammengeschwindigkeit gegen die Gemischzusammensetzung aufgetragen. Aus diesen Kurven wurden die maximalen Flammengeschwindigkeiten entnommen und in Abb.5 gegen den Druck auf doppellogarithmischem Papier aufgetragen. Die hier eingetragenen Werte dürften also genauer sein, als die der Einzelmessungen.

Die doppellogarithmische Darstellung gestattet es, unmittelbar den Exponenten der Druckabhängigkeit der maximalen Flammengeschwindigkeit zu entnehmen. Es gilt hier angenähert die Beziehung

$$\frac{\Lambda_r}{\Lambda_o} = \left(\frac{p}{p_o}\right)^{m_\Lambda}$$

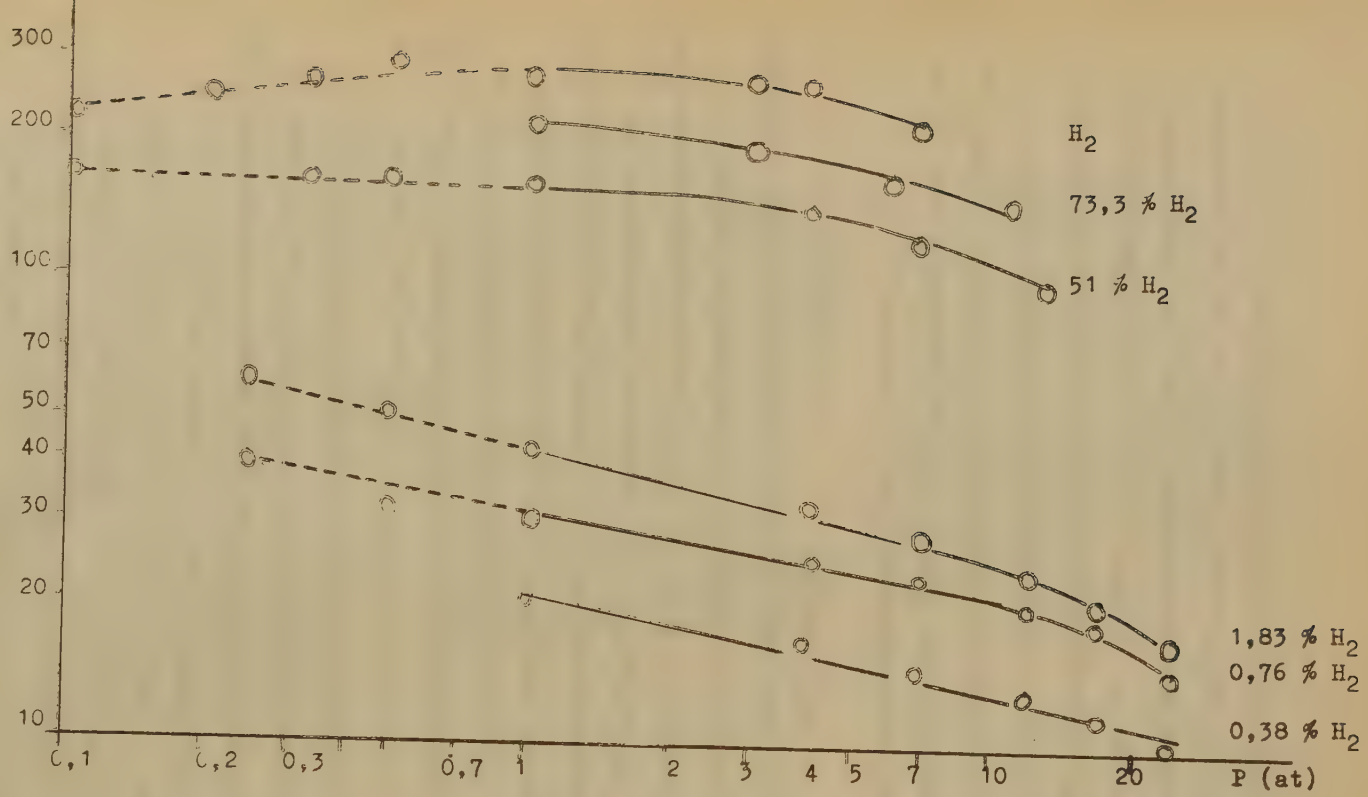


Abb.5 Druckabhängigkeit der maximalen Flammengeschwindigkeit von CO-H_2-Luft-Flammen.

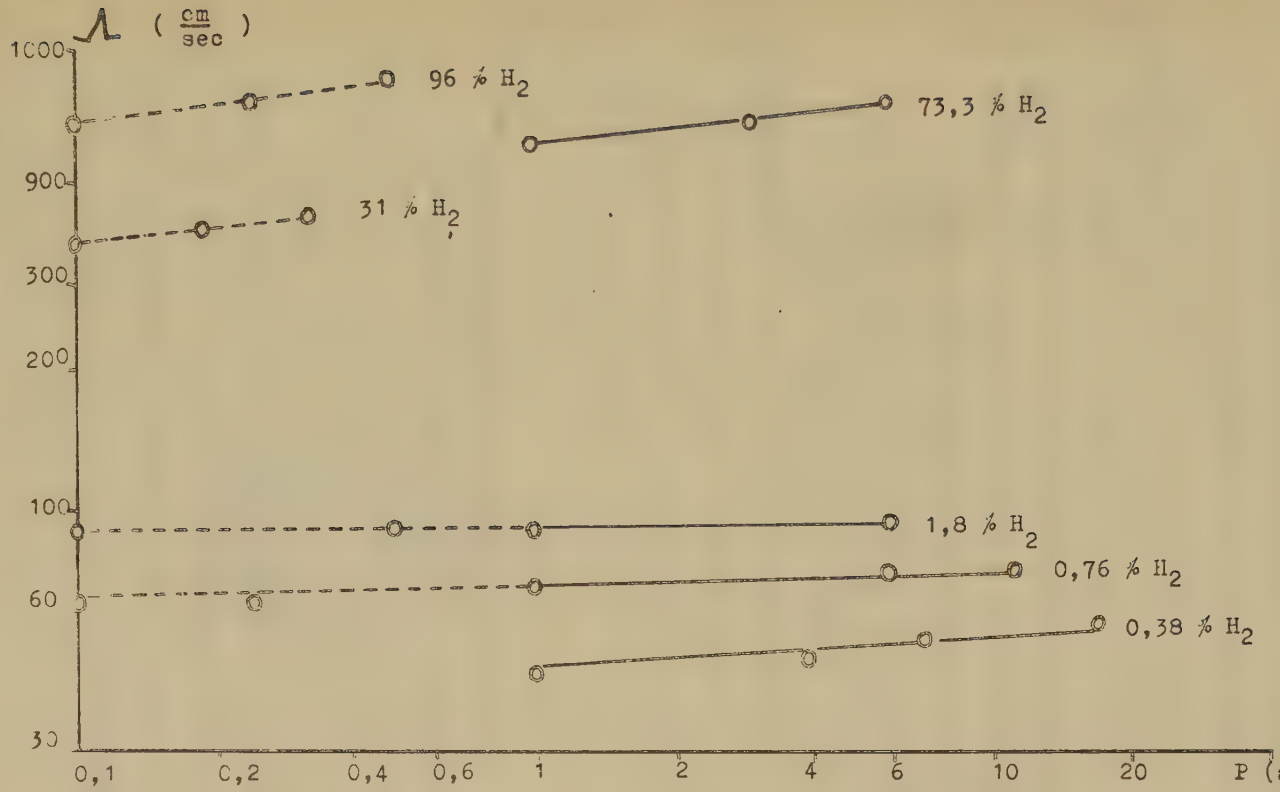


Abb.6 Druckabhängigkeit der maximalen Flammengeschwindigkeit von CO-H_2-Sauerstoff-Flammen

Der Vollständigkeit halber sind in der Abb.5 noch die von W.Baumann für den Unterdruckbereich gefundenen Werte gestrichelt eingetragen (3). Diese Messungen wurden auf Düsenbrennern mit den gleichen Brennstoffmischungen wie im Überdruckbereich vorgenommen. Die Ergebnisse beider Arbeiten stehen in guter Übereinstimmung miteinander und ergeben im geraden Teil der doppellogarithmischen Darstellung denselben Druckexponenten m_Λ. Die Faktoren, die bei den untersuchten Brennstoff-Luft-Mischungen zur Krümmung dieser Kurven bei höherem Druck führen, werden unten diskutiert. Für die beabsichtigte Fehlerabschätzung sei aber darauf hingewiesen, daß es sich hierbei wahrscheinlich um einen systematischen Fehler der Brennermethode handelt, demgegenüber die durch die Meßungenauigkeit bedingten Fehler klein sind.

2 Die Ermittlung von Lösch-("Quenching)Durchmessern

Bei Bunsenflammen kann man zwischen Flammenbasis und Brennerrand einen Totraum beobachten. Es handelt sich dabei um eine Störzone, die sowohl durch die kalte Wand als auch durch die am Rande herrschenden Strömungsverhältnisse hervorgerufen wird. Für die Diskussion von Messungen der Flammengeschwindigkeit war es von Interesse, das Verhalten der Störzonen im untersuchten Druckbereich zu kennen.

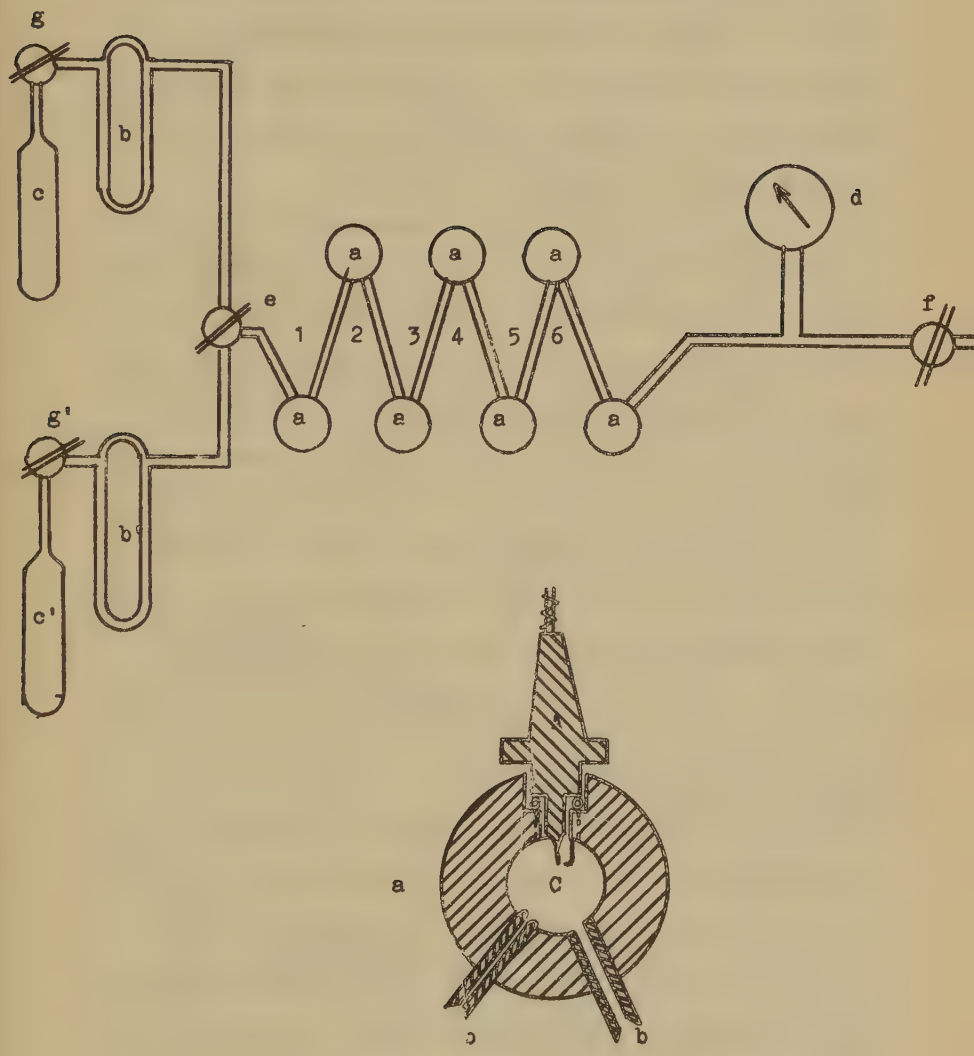


Abb.7 Apparatur zur Ermittlung von Löschabständen

Einfaches Ausmessen des Totraumes direkt am Brennerrand ist aber bei hohen Drucken infolge der immer kleiner werdenden Abstände zwischen Wand und Flammenbasis zu unsicher. Eine Möglichkeit, im Bereich hoher Drucke Wandeffekte zu untersuchen, bietet die Messung von Lösch-Abständen ("Quenching"-Abständen).
Unter "Löschen" versteht man im Zusammenhang mit der Ausbreitung von Flammen im allgemeinen den Einfluß der Wände auf die Verbrennungsvorgänge, wie er z.B. bei Flammen auftritt, die in Rohren oder zwischen parallelen Platten brennen. Der größte Abstand, auf den man die Wände bringen kann, ohne daß sich zwischen ihnen eine Flamme fortpflanzt, nennt man "Lösch"-Abstand. Zur Messung dieser Abstände diente eine Apparatur, die sich für Messungen im Bereich von 1 bis 25 Atmosphären eignete. Die eigentliche Meßstrecke bestand aus Kupferkapillaren, die in der Abb.7 mit 1-6 bezeichnet sind. Sie wurden durch die Bauteile (a) miteinander verbunden. Die Durchmesser der Rohre waren 0,45; ... 2,0 und 2,5 mm. Zur besseren Übersicht sind in Abb.7a die Verbindungsstücke (a) vergrößert dargestellt.

In einem Messingblock waren die Zündkammern (c) von ca. 1,5 cm^3 Inhalt eingelassen und mit einem Plexiglasfenster druckfest verschlossen. Ferner mündeten in diese Kammern zwei Meßkapillaren, nach der Anordnung bb und eine Zündkerze. Die Zündkerze war mit einer Bosch-Autospule verbunden und lieferte ca. 50 KV.

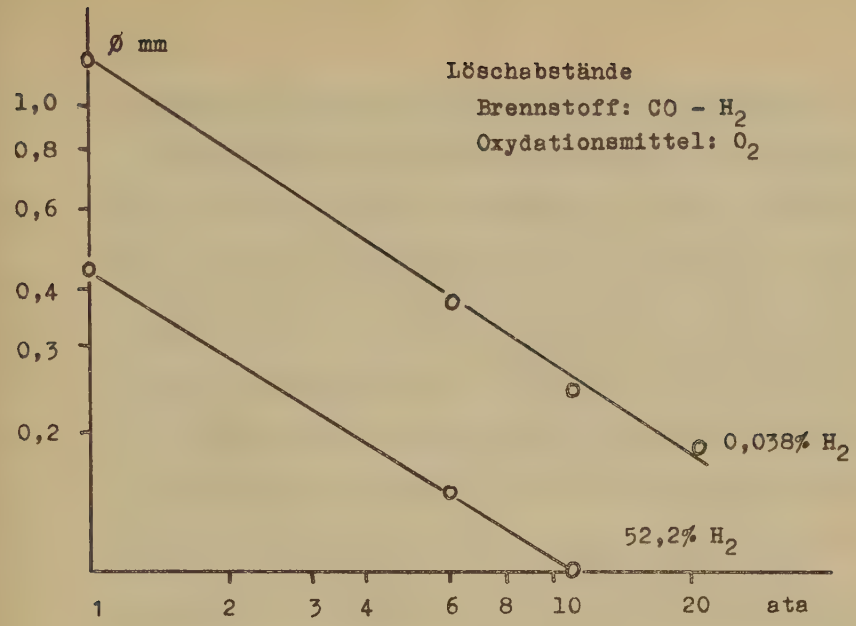

Ø mm
Löschabstände
Brennstoff: CO - H_2
Oxydationsmittel: O_2
1,0
0,8
0,6
0,4
0,3
0,2
0,038% H_2
52,2% H_2
1
2
3
4
6
8
10
20
ata

Abb.8

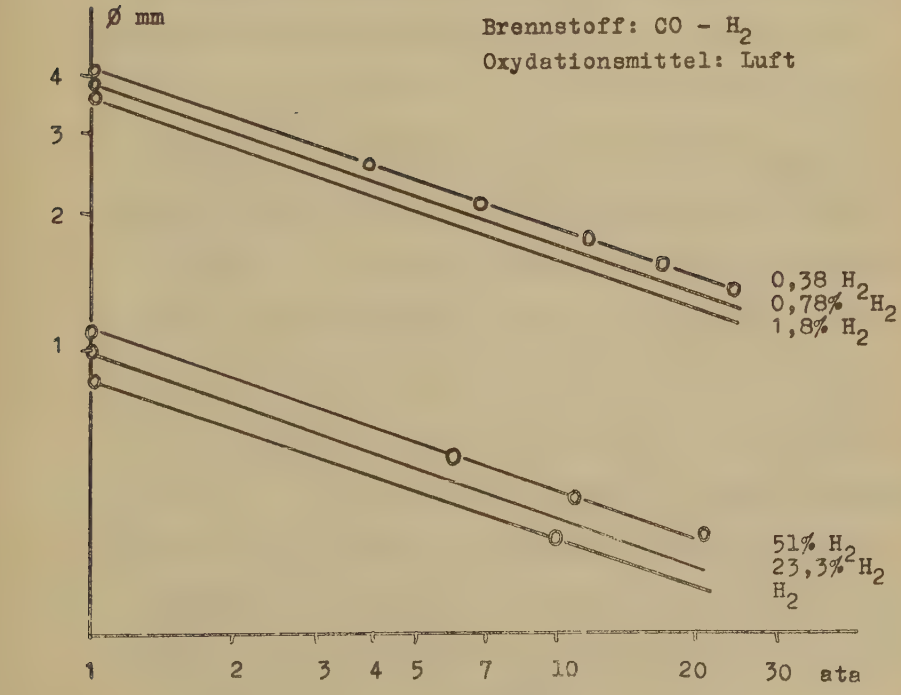

Ø mm
Brennstoff: CO - H_2
Oxydationsmittel: Luft
4
3
2
1
0,38 H_2
0,78% H_2
1,8% H_2
51% H_2
23,3% H_2
H_2
1
2
3
4
5
7
10
20
30
ata

Abb.9

Die Meßstrecke wurde aus den Bomben über die Strömungsmesser und das Ventil mit dem brennbaren Gasgemisch beschickt, wobei der gewünschte Druck am Manometer und mittels des Auslaßventils einreguliert wurde. Gemessen wurde statisch, d.h. es wurde gezündet, nachdem die Hähne e,f geschlossen waren und das Manometer anzeigte, daß sich der Druck innerhalb der Meßstrecke ausgeglichen hatte. Die Mischung der Brennstoffe wurde an den Ventilen g,g' eingestellt, wobei die Strömungsmesser nur zur Beobachtung dienten. Die Konzentrationsverteilung in der Gasmischung wurde am Ausgang der Apparatur mit einem Orsat -Analysenapparat ermittelt. Zum Verständnis des Meßvorgangs soll ein Teilstück der Meßstrecke betrachtet werden, das aus zwei Messingblöcken (a) und der dazwischenliegenden Kapillare besteht. War die Anlage gefüllt, so wurde in dem Block gezündet, an den sich die nächst kleinere Kapillare anschloß. Im anderen Block wurde beobachtet, ob die Flamme ankam. Bestimmt wurde die Brennstoffkonzentration, bei der sich die Flamme gerade noch durch die Kapillare fortpflanzte, d.h. die "Zündgrenze", die sich bei gegebenem Druck und vorgegebener Temperatur für den Durchmesser der betrachteten Kapillare ergab. Dabei schlug die Flamme durch sämtliche Rohre größeren Durchmessers, die sich an die beobachtete Kammer anschlossen, hindurch. Die hierdurch bedingte Druckerhöhung konnte aber auf die Flammenausbreitung in der jeweils beobachteten Meßkapillare keinen Einfluß mehr ausüben. Fehler infolge Druck-

erhöhung konnten durch das Abbrennen des Gasgemisches in der Zündkammer auftreten, jedoch wirkte dann der ganze übrige Teil der Apparatur als Puffer. Die Verbrennung in der Meßstrecke selbst dürfte als fast isobar anzusehen sein, weil gerade da gemessen wurde, wo die Wärmeableitung zur Wand schon die in der Nähe der Rohrachsen brennende Flamme stark beeinflußt, so daß anzunehmen ist, daß auch ohne Konvektion die Abgase hinreichend schnell abgekühlt wurden.

Untersucht wurden

CO-H_2-Mischungen mit $x_{(CO)} = 1;0{,}525$ und $0{,}038$.

Die Oxydationsmittel waren Luft und Sauerstoff. Die Brennstoffmischungen wurden auf dieselbe Art wie für die Druckflammen hergestellt (s. S.5).

3 Diskussion

Vergleicht man die Arbeiten verschiedener Autoren, die die Druckabhängigkeit von Flammengeschwindigkeiten beschreiben, so findet man häufig unterschiedliche Ergebnisse. Es scheint so zu sein, daß man keinen einheitlichen Ausdruck für die Druckabhängigkeit in einem größeren Druckbereich angeben kann und daß der von den meisten Autoren angegebene Exponent m_Λ aus ($\Lambda \sim p^{m_\Lambda}$) nicht nur in gewissen Druckbereichen von der verwendeten Versuchsanordnung abhängt, sondern auch selbst druckabhängig ist. So geben Ubbelohde und Koelliker (4) für CO-Luft im Bereich zwischen 1 und 3 at m_Λ mit -1/4 an. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit den

in dieser Arbeit gefundenen Ergebnissen, sofern nur der gerade Teil der Kurven in den doppellogarithmischen Darstellungen (Abb.5), nämlich im Bereich zwischen ca 0,3 und 10 at betrachtet wird. Edse und Strauss (5) haben CO-Luft-Flammen im Bereich zwischen 1 und 90 at sowohl nach der Brenner- als auch nach der Seifenblasenmethode gemessen. Aus ihren Ergebnissen kann man einen Druckexponenten von ungefähr -0,05 bis -0,02 ablesen.

Barski und Zeldowich (6) berichten nach Messungen mit der Rohrmethode sogar von $m_A = +0,25$.

Dabei erhebt sich die Frage, ob es überhaupt sinnvoll ist, im vorliegenden System einen Exponenten m_A anzugeben. Gerade für CO-Luft-Flammen erhält man für Exponenten, die auf eine bestimmte Konzentration oder auf die maximale Flammengeschwindigkeit bezogen sind, verschiedene Werte. Wie man aus den für CO-Luft-Flammen gewonnenen Kurven im Anhang S. 31 entnehmen kann, verschiebt sich das Maximum der Flammengeschwindigkeiten, das bei 1 at bei 50% Brennstoff liegt, mit zunehmendem Druck zum stöchiometrischen Verhältnis Brennstoff - Luft hin. Eine Möglichkeit, dieses Verhalten zu erklären, besteht darin, die Flammenfortpflanzung sowohl als Wärme- als auch als Teilchen-Transport-Problem zu behandeln (5). Nach den Diffusionsgesetzen müßte der Strom aktiver Teilchen, der ins Frischgas gelangt, mit zunehmendem Druck kleiner werden. Damit müßte aber auch die Flammengeschwindigkeit sinken, wenn dieser Effekt

nicht durch eine erhöhte Wärmeproduktion in der Reaktionszone ausgeglichen wird. Betrachtet man aber Kurven, die die Endtemperatur adiabatisch brennender CO-Luft-Flammen in ihrer Druckabhängigkeit wiedergeben, so sieht man, daß eine wesentliche Temperaturerhöhung bei steigendem Druck nur in der Nähe der stöchiometrischen Zusammensetzung eintritt. Nach Rechnungen von J.Fleischer (7) nimmt für CO-Luft-Flammen mit geringem H_2-Gehalt der Logarithmus der Konzentration von H und OH im Bereich zwischen 40 und 60% CO linear ab. Da die Konzentration dieser Radikale auch mit zunehmendem Druck abnimmt, besteht also die Möglichkeit, daß bei einer Verschiebung des Maximums nach kleineren CO-Konzentrationen die Menge an Radikalen konstant bleibt.Das zeigt aber auch die Schwierigkeit, für die Druckabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit einen einheitlichen Exponenten m_Λ anzugeben, denn bestimmt man diesen Exponenten für eine bestimmte Konzentration, so ändert sich nach dem oben angeführten der Mechanismus der Flammenfortpflanzung mit zunehmendem Druck,und bestimmt man m_Λ nach der maximalen Flammengeschwindigkeit, so ändert sich laufend die Zusammensetzung.

Soweit es den geraden Teil der doppellogarithmisch dargestellten Kurven betrifft (Abb.5), ändert sich m_Λ bei geringen H_2-Gehalten kaum und wird bei höheren H_2-Gehalten bis zum reinen Wasserstoff schwach positiv. [Fine, 8 (m_Λ =0,21); Manton und Milliken, 9 (m_Λ=0,09)]

Die Messungen mit Sauerstoff ergeben in Übereinstimmung mit anderen Autoren (10) Druckexponenten von größer als 0, die mit steigendem H_2-Gehalt weiter anstiegen. Eine mögliche Erklärung für das unterschiedliche Verhalten von Luft- und Sauerstoff-Flammen bei Variation des Druckes geben Edse und Strauss (5).

In sehr heißen Flammen, wie z.B. denen mit Sauerstoff, nehmen die Molenbrüche der aktiven Teilchen bei zunehmendem Druck schwach ab. Dieser Effekt wird durch eine erhöhte Wärmeproduktion in der Reaktionszone überkompensiert, so daß eine positive Druckabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit resultiert. Bei den kälteren Brennstoff-Luft-Flammen ändert sich jedoch die Flammenendtemperatur mit zunehmendem Druck kaum, während die Molenbrüche der aktiven Teilchen stark abnehmen. Ausnahmen bilden die H_2-Luft-Flammen, die sich ähnlich den Sauerstoff-Flammen verhalten.

Diese Überlegungen reichen aber nicht aus, die starken Krümmungen der Kurven in Abb.5 bei hohen Drucken zu erklären. Es lag daher nahe, nach Fehlern zu suchen, die in der Systematik der Bestimmung von Flammengeschwindigkeiten nach der Brennermethode liegen.

Wie erwähnt, wurden die Flammengeschwindigkeiten durch Auswerten der Brennfläche bestimmt,und man muß versuchen, mit möglichst großen Brennerdurchmessern zu arbeiten. Da die Brennfläche mit r^2 abnimmt, wird man bei kleiner

werdenden Brennerdurchmessern alsbald in ein Gebiet kommen, in dem die Brennfläche zum größten Teil aus den gestörten Zonen an Flammenspitze und Kegelbasis besteht. Das ergab die Notwendigkeit, zu untersuchen, wann diese Verhältnisse bei der Bestimmung der Flammengeschwindigkeit nicht mehr zu vernachlässigen sind.

Zunächst wurden daher n-Hexan-Luft-Flammen auf Brennern mit 2;4;6;8 und 10 mm Durchmesser stabilisiert und deren Geschwindigkeit bestimmt. Die prozentualen Abweichungen der gefundenen maximalen Geschwindigkeiten von der auf dem 10 mm-Brenner gemessenen sind in Abb.10 aufgetragen.

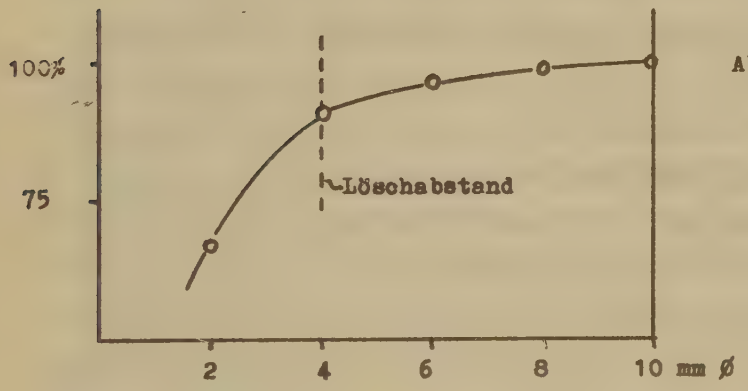


Abb.10

Man sieht daraus, daß die Abweichungen bei den größeren Brennern noch vernachlässigbar sind, während im Gebiet mit Brennerdurchmesser unterhalb 6 mm größere Fehler

auftreten. Da bei diesen Versuchen darauf geachtet wurde, daß bei den Flammen das Verhältnis Kegelhöhe zu Brennerdurchmesser konstant gehalten wurde, dürften die Störungen an der Kegelspitze auch immer etwa gleich groß gewesen sein. Die Abweichungen in den Flammengeschwindigkeiten konnten also nur durch den Einfluß des Brenners hervorgerufen werden. Das ging schon aus den Aufnahmen dieser Flammen hervor, in denen die unteren 2/3 der Kegelfläche wesentlich lichtschwächer als im letzten Drittel der Brennfläche waren. Das heißt aber, daß in diesem Bereich die Flammen ihre adiabatische Endtemperatur nicht erreichten. Ein Vergleich mit dem "Lösch"-Effekt, der ja ebenfalls durch die abkühlende Wirkung der Wände zustande kommt, zeigt, daß dessen Wert für n-Hexan-Luft (5mm) in dem Gebiet liegt, in dem die Flammengeschwindigkeiten absinken. Der Radius eines Rohres, in dem sich bei 1 at keine n-Hexan-Luft-Flammen mehr fortpflanzen, stellt dabei aber nur ein ungefähres Maß dafür dar, wieweit der Einfluß einer kalten Wand die Reaktion einer Flamme beeinfluesen kann. In Wirklichkeit reicht der Einfluß weiter, da es durchaus möglich ist, daß sich eine Flamme in einem Rohr noch fortpflanzt, deren Temperatur zwischen 0,8 T_E und T_E liegt (Abb.11). (Siehe auch Anhang S. 25)

Fig. 11

Da es aber nicht möglich ist, den Punkt in Abb.11 zu messen, in dem $\frac{dT}{dr}$ Null wird, wurde im weiteren Verlauf der Untersuchungen der Lösch-Radius als Maß für den Einfluß der Wand auf die Flamme benutzt. Gebraucht man den Lösch-Radius in diesem Sinne, dann ergeben sich für eine reale Flamme auf zu kleinen Brennern Verhältnisse, wie sie in Abb.12 dargestellt sind.

Fig.12

Bei dieser Skizze handelt es sich um eine n-Hexan-Luft-Flamme, die auf einem 4 mm Brenner brannte, deren Bild 10fach vergrößert projiziert und dann nachgezeichnet wurde. Die gestrichelte Linie an der Spitze trennt das Gebiet der Störungen durch die gekrümmte Brennfläche ab. Die beiden ausgezogenen Linien bezeichnen einen Abstand, der sich ergibt, wenn man um die Brennerkante einen Kreis mit dem Lösch-Radius als Radius schlägt. Es bleibt dann nur das kurze Stück dazwischen übrig, in dem man eine normale Flammengeschwindigkeit erwarten kann. Zu noch kleineren Brennerdurchmessern übergehend, schrumpft dieses Gebiet bis auf einen Punkt zusammen, darunter sind keine Flammen mehr stabilisierbar. Wollte man aber in dem Gebiet, in dem die normale Flammen-

geschwindigkeit zu erwarten wäre, deren Bestimmung vornehmen, so müßte man die Strömungsbedingungen im schraffierten Gebiet genau kennen. Bei den geringen Ausmaßen dieser Zonen sind Messungen der Strömungsgeschwindigkeit hier aber sehr schwierig. Diese Flammen lassen sich auch in ihrer Höhe nicht mehr vergrößern, damit etwa der Einfluß der Randstörungen kleiner wird, sondern blassen bei Erhöhung des Durchsatzes sofort ab. Auf ähnliche Art dürfte es zustandekommen, daß bei hohen Drucken und den hiermit verbundenen kleinen Brennerdurchmessern die Grenzen zwischen stabil brennender Flamme und abblasender Flamme sehr eng sind. Es war nun noch zu untersuchen, inwieweit die oben für 1 ata abgeleiteten Verhältnisse sich auf das Überdruckgebiet übertragen lassen. Aus den Messungen der Lösch-Abstände ergaben sich im Vergleich mit den Brennerdurchmessern Darstellungen von der Art der Abb.13.

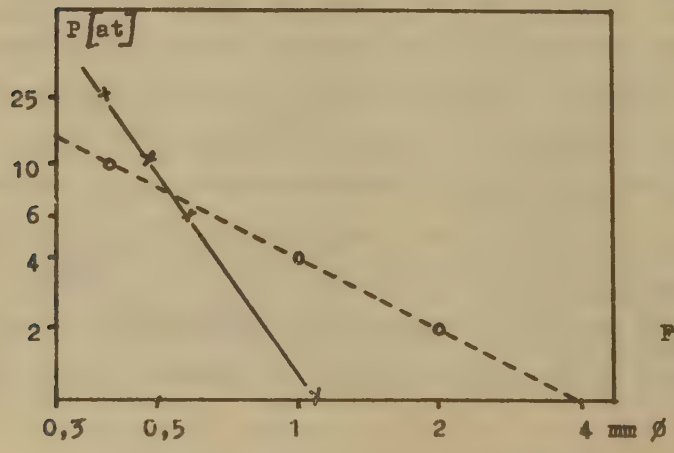


Fig.13

Die für die Druckabhängigkeit der einzelnen Lösch-Abstände gefundenen Kurven verliefen immer steiler als die der nach 1/p variierten Brennerdurchmesser, so daß man in jedem Fall in ein Gebiet kam, in dem die Brennerdurchmesser kleiner als die dazugehörigen Löschdurchmesser wurden. In den in Abb.5 dargestellten Kurven liegt dieses Gebiet in dem Druckbereich, in dem die Kurven von einer Geraden abzuweichen beginnen. Bei der Kurve, die für 0,38% Wasserstoff im Brennstoff angegeben ist, wurde darauf verzichtet, den Brennerdurchmesser genau mit 1/p zu variieren, die Flamme brannte auf dem jeweils größtmöglichen Brenner. Dazu wurden bei jedem Druck bis zu 5 Brenner ausprobiert und in verschiedenen Konzentrationsbereichen Brenner mit verschiedenem Durchmesser benutzt. Aus diesen Messungen ergab sich in der $\log \Lambda$-$\log p$ Darstellung im untersuchten Bereich eine Gerade für die Druckabhängigkeit der maximalen Flammengeschwindigkeit. Nach dem, was weiter oben angeführt wurde, wäre es aber auch bei dieser Kurve und noch höheren Drucken nicht mehr möglich gewesen, eine Gerade zu erhalten, da ja die Stabilitätsgrenzen immer näher zueinander rücken.

Bei diesen Betrachtungen über Flammen auf sehr kleinen Brennern wurden nur die Konsequenzen gezogen, die sich aus der Nähe der Flamme zur Wand für die Flammengeschwindigkeitsmessungen ergeben. Es ist auch anzunehmen, daß man diese Überlegungen ohne weiteres auf den Überdruck-

bereich übertragen kann, sobald man die Lösch-Abstände kennt. Dabei sind aber noch keine Aussagen über andere Störungen zu machen. die sich bei höheren Drucken bemerkbar machen können. Extrem lange Flammen bei hohen Drucken und kleinen Brennern (Durchmesser bis zu 0,3mm) weisen darauf hin, daß sich auch die Geschwindigkeitsverteilung im Frischgas ändert. Dieser Effekt würde dem weiter oben besprochenen entgegenarbeiten, da bei langen Flammen auch ein größerer Teil der Brennfläche außerhalb des Einflußbereiches des Brenners liegt.

A N H A N G

I. Die Flammengeschwindigkeit und ihre Bestimmung mittels der Brennermethode.

Die normale Verbrennungsgeschwindigkeit Λ_o ist die relative Geschwindigkeit, mit der sich ebene Flammenfront und Frischgas gegeneinander bewegen, wenn dieser Vorgang durch Strömung und Druckerhöhung im Abgas nicht beeinflußt wird. Die Flammenfront kann man dabei als eine Unstetigkeitsstelle auffassen, die verbranntes und unverbranntes Gemisch voneinander trennt.
Damit sind grundsätzlich die beiden Methoden beschrieben, die zur Messung von Flammengeschwindigkeiten benutzt werden können, nämlich 1. bewegte Flamme und 2. stationäre Flammenfront und anströmendes Frischgas.
Da bei der Ausbreitung einer Flamme im Rohr Gasbewegungen, welche nicht leicht zu übersehen sind, nicht vermieden werden können, so wird man Brennermethoden vorziehen, da man hier, zumindest im Frischgas, die Strömungsbedingungen kontrollieren kann. Beiden Methoden gemeinsam ist die Schwierigkeit, daß ebene Flammenfronten praktisch nicht zu verwirklichen sind. Weitgehend flache Flammen lassen sich zwar auf sogen. Egerton-Brennern (12) stabilisieren, aber nur für ausgesprochen langsame Flammen oder Flammen bei sehr niedrigem Druck. Außerdem liegen dabei die Flammenendtemperaturen meist mehrere hundert Grad unterhalb denen einer "adiabatisch brennenden" Flamme. Aber auch die Zuverlässigkeit anderer Methoden hängt davon ab, wie weit man Einflüsse ausschalten kann,

die mehr für die Art der verwendeten Versuchsanordnung als für den Zustand des Systems charakteristisch sind.

Allerdings sind einige Methoden, wie z.B. die in dieser Arbeit verwendeten Brennermethoden imstande, höheren Genauigkeitsansprüchen zu genügen.

Im einfachsten Falle besteht ein Brenner aus einem Rohr, durch das ein reaktionsfähiges Gasgemisch laminar strömt. Nach erfolgter Zündung bildet sich am oberen Rand eine stationäre Flammenfront aus. Die Flamme erscheint dabei in der vom Bunsenbrenner bekannten Form (Abb.14).

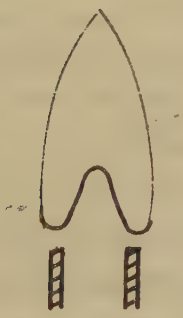


Abb.14

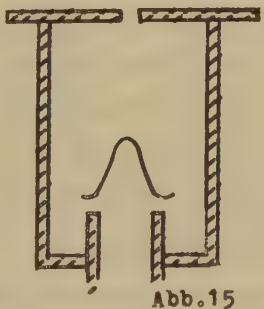


Abb.15

Flammen dieser Art können aber nur zur annähernden Bestimmung der Flammengeschwindigkeit herangezogen werden, da

1. die Lichtemission des Außenmantels u.U. eine genaue Beobachtung der Reaktionszone behindert, und
2. durch die besonders am Brennerrand hinzudiffundierende Fremdluft die tatsächlichen Konzentrationsverhältnisse

in der Flamme verändert werden können.
Man trennt daher für experimentelle Zwecke den Außenmantel vom Innenkegel ab durch ein sogen. Flammenspaltrohr (Abb.15). Bei dieser Anordnung findet die Nachverbrennung als Diffusionsflamme erst nach Austritt aus dem Spaltrohr statt. Die so ermittelten Werte können durch Hinzudiffundieren der verbrannten Gase beeinflußt werden.
Durch Auswertung von Brennerflammen kommt man mit Hilfe folgender Überlegungen zur normalen Flammengeschwindigkeit. Der Einfachheit halber soll dabei zunächst angenommen werden, daß der Massenfluß an jedem Punkt der Brennfläche einen konstanten Wert hat.
Damit eine Flamme nicht in den Brenner zurückschlagen kann, muß deren Geschwindigkeit Λ_o gleich oder kleiner als die Geschwindigkeit (v_o) des anströmenden Frischgases sein. Das in der Zeiteinheit zuströmende Gasgemisch ist dann gleich dem Brennerquerschnitt (F_{Br}) multipliziert mit v_o. Da die gesamte Frischgasmenge in der Brennfläche umgesetzt werden muß, erhält man für die Flammengeschwindigkeit

$$\Lambda_o = v_o \frac{F_{Br}}{F_f} \qquad (1)$$

Bis auf eine dünne Randzone lassen sich diese Verhältnisse annähernd auf Düsenbrennern (13) verwirklichen (Abb.16).

Abb.16 Flamme und Strömungsverhältnisse auf einem Düsenbrenner.

Man bekommt mit dieser Anordnung Flammen, die, bis auf Spitze und untere Randzone, nur wenig von der Form eines geometrischen Kegels abweichen. Mit dem Durchmesser der Düsenöffnung als Kegelbasis erhält man dann

$$\Lambda_o = \frac{D}{r^2\pi\sqrt{1+(h/r)^2}}$$

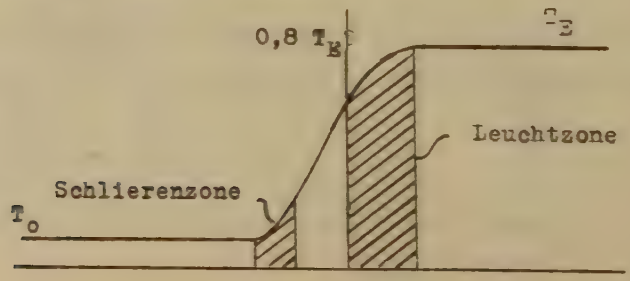
Michelson (14) hat stattdessen den Öffnungswinkel der Kegelspitze bestimmt. Die Verhältnisse beim Bunsenbrenner sind in Abb.17 skizziert.

Abb.17 Flamme und Strömungsverhältnisse auf dem Bunsenbrenner.

Man hat hier bei laminarer Strömung eine parabolische Geschwindigkeitsverteilung im Frischgas, und der Flammen-"konus" kann nur in erster Näherung wie ein Kegel behandelt werden. Trotzdem mußte bei dieser Arbeit auf die Verwendung von Düsenbrennern verzichtet werden, da die Konstruktion der kleinsten verwendeten Brenner (0,3mm) auf zu große technische Schwierigkeiten gestoßen wäre.

Alle bisherigen Betrachtungen gelten aber nur für eine Reaktionszone verschwindender Dicke. In Wirklichkeit haben diese (11) eine endliche Ausdehnung, und es ist für die Auswertung nicht gleichgültig, welcher Zone der Flamme man die Bestimmungswerte entnimmt. Zur Messung relativer Flammengeschwindigkeiten gleich gut geeignete Flächen sind die Leucht- und die Schlierenzone, die aber keineswegs an der gleichen Stelle innerhalb der Flammenfront liegen.

Während die Leuchtzone sich in einem Gebiet näher auf die Flammenendtemperatur zu befindet, liegt das Schlierenbild im Bereich des größten Dichtegradienten, in der Aufheizzone. Zur Veranschaulichung der Verhältnisse in einer Flamme dient Abb.18.



Die Temperatur des Frischgases T_o steigt kurz vor der Reaktionszone steil an und erreicht nach Durchlaufen eines Wendepunktes die Endtemperatur T_E. Den Wendepunkt kann man annähernd als denjenigen Punkt betrachten, in dem das aufgeheizte Gas in die Reaktionszone eintritt. Die Lagen der zur Auswertung geeigneten Zonen innerhalb des Temperaturprofils einer Flamme sind in der Zeichnung schraffiert eingetragen. Nimmt man an, daß der Wendepunkt bei ungefähr 0,8 T_E liegt, so erhält man für die Ausdehnung der Aufheizzone - und damit auch ungefähr für den Abstand zwischen Schlieren- und Leuchtzone - den Ausdruck

$$d \sim \frac{\mathfrak{a}}{\Lambda_o\left(1 - \frac{T_o}{0{,}8\ T_E}\right)} \qquad (2)$$

$\mathfrak{a}$ = Temperaturleitfähigkeit

t_o = Frischgastemperatur

T_E = Flammenendtemperatur

Da die Temperaturleitfähigkeit bei zunehmendem Druck stärker absinkt als der Wert der im Nenner stehenden Größen, wird auch der Abstand zwischen Schlierenbild und Leuchtzone mit höherem Druck geringer. Schon bei Atmosphärendruck liegen die Unterschiede in den Flammengeschwindigkeiten, die man nach den beiden Verfahren erhält, in der Größenordnung von wenigen Prozenten. In der vorliegenden Arbeit wurde die Zone der maximalen Leuchtdichte zur Auswertung benutzt.

Bei Brennerflammen treten an Kegelspitze und -basis Verhältnisse ein, die es nicht zulassen, dort eine normale Verbrennungsgeschwindigkeit zu messen. Daß sich eine Flamme an der Kegelspitze abrundet, läßt sich zumindestens qualitativ anhand der Wärmeleitungsgleichung veranschaulichen (Näheres S. 15). Mittels dieser Gleichung läßt sich berechnen, daß die Aufheizbedingungen für das Frischgas in der Kegelspitze so günstig sind, daß sich die Brennfläche senkrecht zur Strömungsrichtung einstellt. Komplizierter sind die Verhältnisse am Brennerrand. Berücksichtigt man nur zwei Ursachen für das Auftreten der Störungen, nämlich Strömungsverhältnisse und Kühleffekte durch den Brennerrand, so läßt sich das Verhalten einer Flamme an ihrer Basis schon weitgehend verstehen. Im realen Falle kommen ferner noch Diffusionseffekte hinzu und eventuell Wirbelbildungen mit der Außenluft. (Näheres S.16) Diese Störungen am Brennerrand kann man weitgehend vernachlässigen, wenn man den Brennerdurchmesser groß genug wählt. Der größtmögliche Brennerdurchmesser, der als Bunsenbrenner verwendet werden kann, ist durch die Bedingungen für laminare Strömungen gegeben.

$$R_e = \frac{d\, v_o \varrho_o}{\eta} \quad < 2300 \qquad (3)$$

Re = Reynoldsche Zahl
d = Rohrdurchmesser
v_o = laminare Gasgeschwindigkeit cm/sec.
ϱ_o = Dichte g/cm^3
η = dynamische Zähigkeit in Poise

Mit den Werten für Luft bei 1 at würde das ergeben:

$$\Lambda_o \cdot d \sim 360 \text{ cm}^2/\text{sec}$$

Da bei Versuchen, die Druckabhängigkeit von Flammengeschwindigkeit zu messen, die Werte relativ zueinander sehr genau sein sollten, mußten die Strömungsverhältnisse einander angepaßt werden. Man bekommt aus Formel 3

$(\varrho = \varrho_o \cdot p)$

$$d \sim a \cdot \frac{1}{p}$$

d.h. man muß den Brennerdurchmesser mit $\frac{1}{p}$ variieren, damit man gleiche Strömungsverhältnisse bekommt. Weiter soll das Brennerrohr ungefähr die 70fache Länge des Durchmessers haben, damit sich Störungen beruhigen.

II. Abschätzung der Meßfehler

Für die Auswertung beinahe kegelförmiger Flammen wurde folgende Formel benutzt:

$$\Lambda_o = \frac{D}{\pi r^2 \sqrt{1+(h/r)^2}}$$

r = Radius der Kegelbasis

h = Höhe des Kegels

D = Durchsatz

Da der bei Benutzung dieser Formel für Bunsenflammen auftretende Fehler auf ca 4% geschätzt wird, geht also in die Fehlerrrechnung noch ein Formfaktor (A=1-0,04/3)

ein, so daß man erhält

$$\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta h}{h}\right)^2 + \left(\frac{\Delta r}{r}\right)^2} \qquad (11)$$

Da im allgemeinen h größer als r ist, soll die 1 unter dem Wurzelzeichen vernachlässigt werden, so daß für die Bestimmung des relativen mittleren Fehlers sämtliche Größen in der ersten Potenz eingehen.

Für die Berechnung soll eine Flamme angenommen werden, die bei 10 at auf einem 2 mm-Brenner stabilisiert ist. Das Verhältnis Kegelradius zu Kegelhöhe soll wie 1:5 sein. Die Strömungsausschläge liegen bei 200 Skalenteilen,und der Molenbruch des Brennstoffes soll 0,5 sein.

1. Durchsatz

In die Messung des Frischgasstromes gehen die Fehler der beiden Einzelgasströme ein. Bezeichnet man dasVVolumen eines Einzelgasstromes, der durch den Brenner bei bestimmtem Druck und bestimmtem Skalenausschlag strömt mit v_p, so erhält man

$$v_p = \frac{v_o \cdot p_o}{p} \qquad (12)$$

mit v_o = Eichvolumen bei p = 1 at

p_o = 1 ata

p = Druck in der Brennkammer

so erhält man für den relativen mittleren Fehler in der Volumenmessung

$$\frac{\Delta v_p}{v_p} = \sqrt{\left(\frac{\Delta v_o}{v_o}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_o}{p_o}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} \qquad (13)$$

Daraus errechnet sich der relative mittlere Fehler des einzelnen Gasstromes zu 1,5%.

Für den Gesamtdurchsatz ergibt sich, wenn die beiden Einzeldurchsätze ungefähr gleich groß sind, ein relativer mittlerer Fehler, der gleich dem $\sqrt{2}$fachen relativen mittleren Fehler der Einzeldurchsätze ist.

Dadurch wird

$$\frac{\Delta D}{D} = 1{,}1\%$$

2. Flammenfläche

Kegelhöhe und Radius des Flammenkegels werden den ca. zehnfach vergrößerten Flammenbildern entnommen und können auf ca. 0,5 mm genau bestimmt werden. Das gibt im angenommenen Fall eine Ungenauigkeit von 1% für die Kegelhöhe und 5% für den Radius.

Mit den unter 1 und 2 angeführten Werten erhält man nach Formel (11) den relativen mittleren Fehler für die Flammengeschwindigkeitsmesung zu ca 5%.

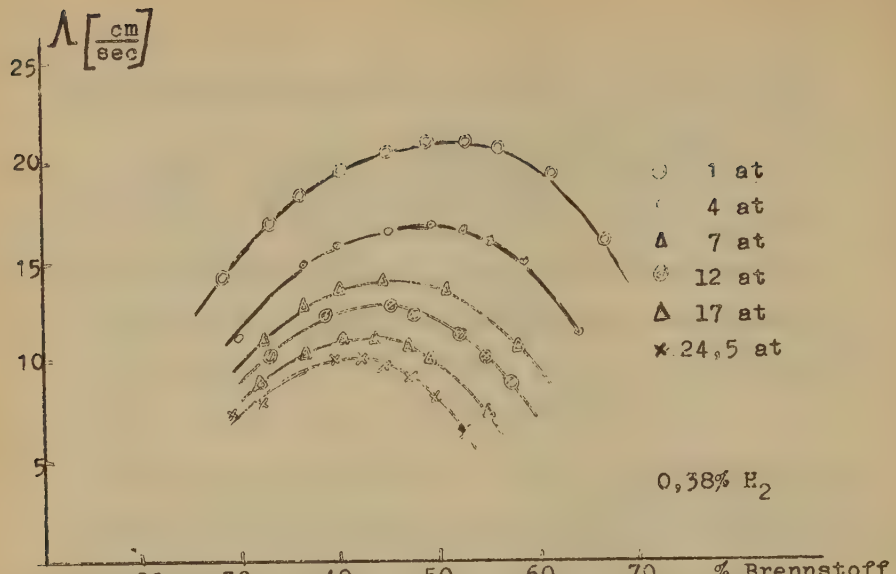


Abb.19

Druckabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit in den Systemen $CO-H_2$ Luft (Abb.19) und $CO-H_2-35,6\% N_2-64,4\% O_2$ (Abb.20)

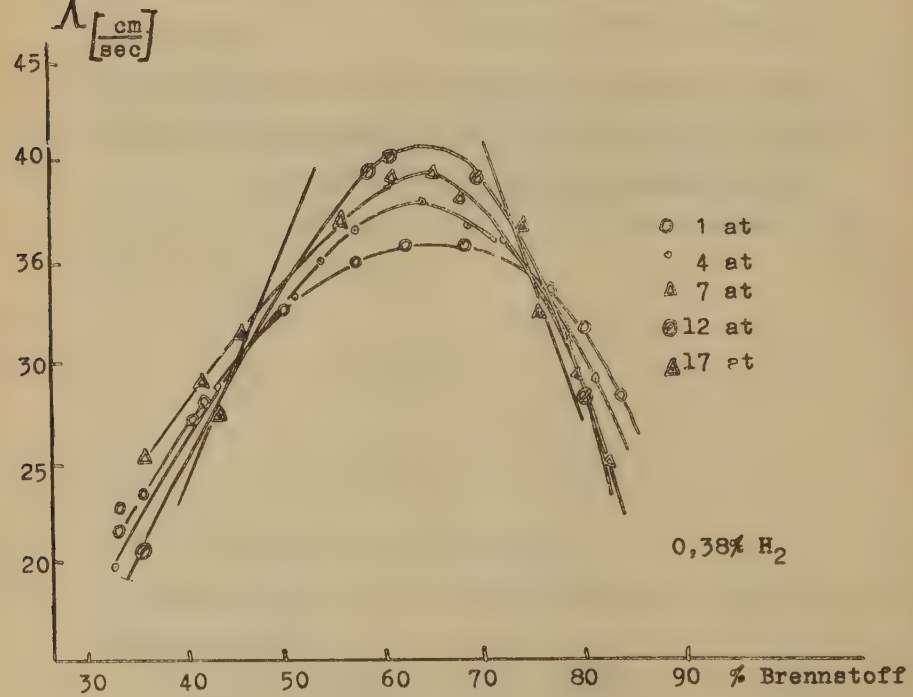


Abb.20

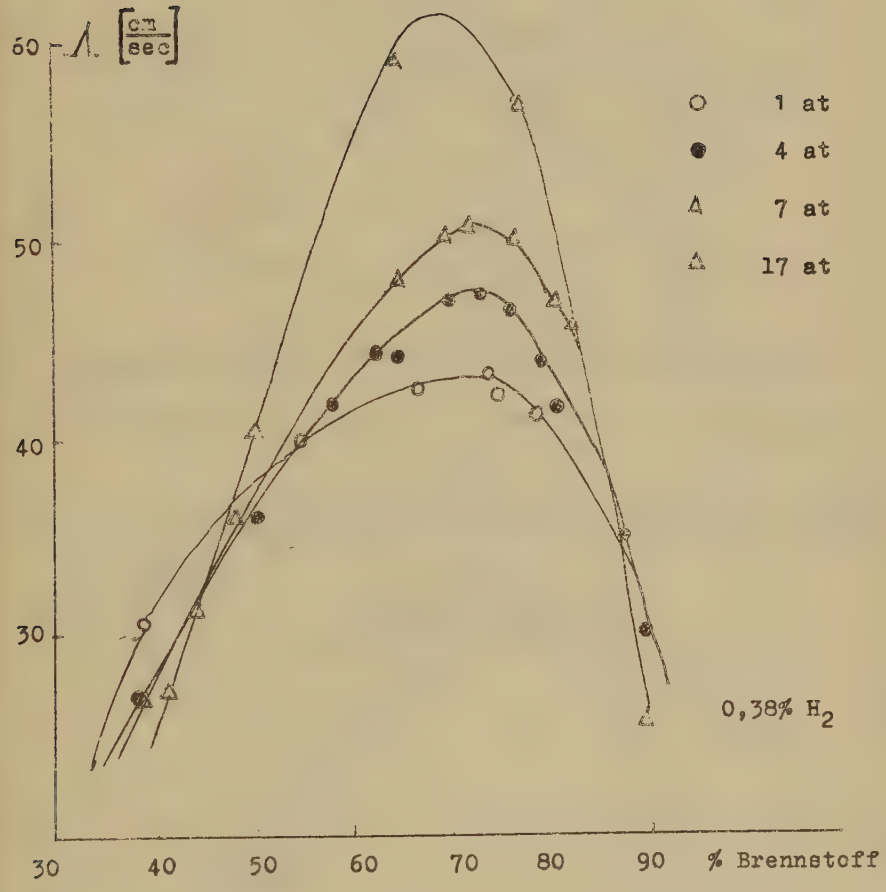


Abb.21

Druckabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit im System $CO-H_2O_2$

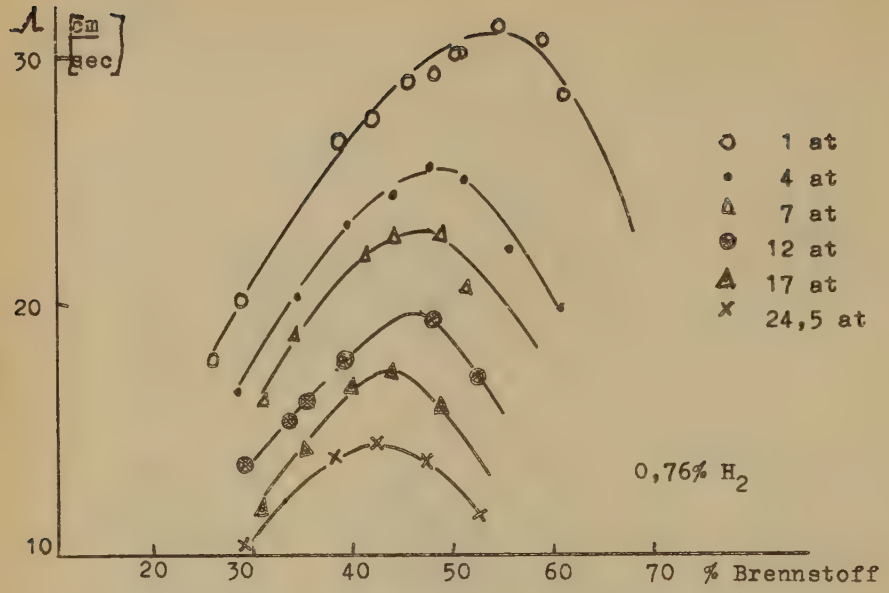


Abb.22

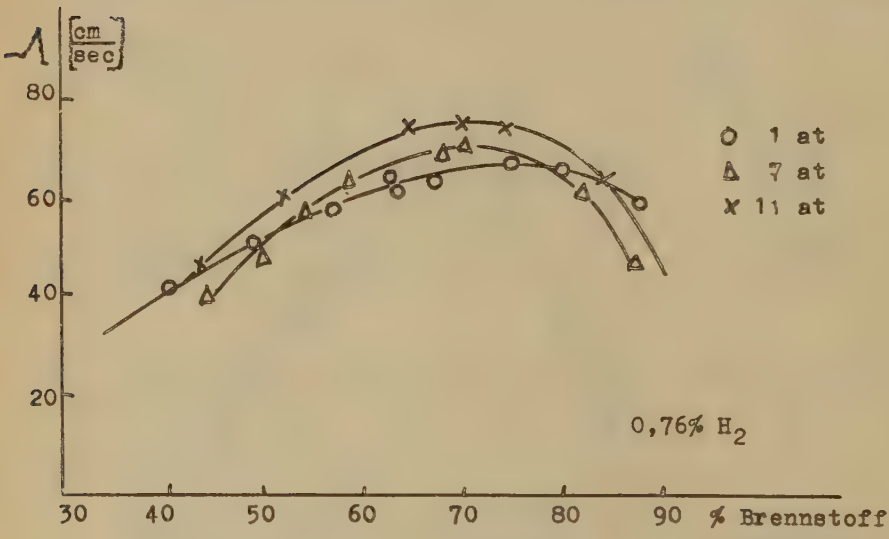


Abb.23

Druckabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit in den Systemen $CO-H_2$-Luft (Abb.22) und $CO-H_2-O_2$ (Abb.23).

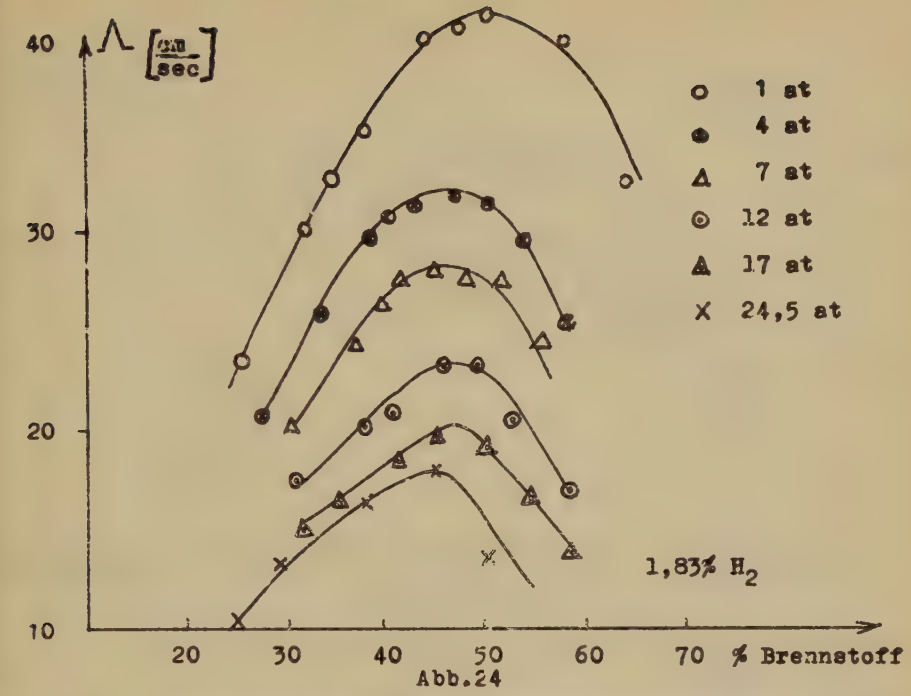


Abb.24

Druckabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit in den Systemen $CO-H_2$-Luft (Abb.24) und $CO-H_2-O_2$ (Abb.25)

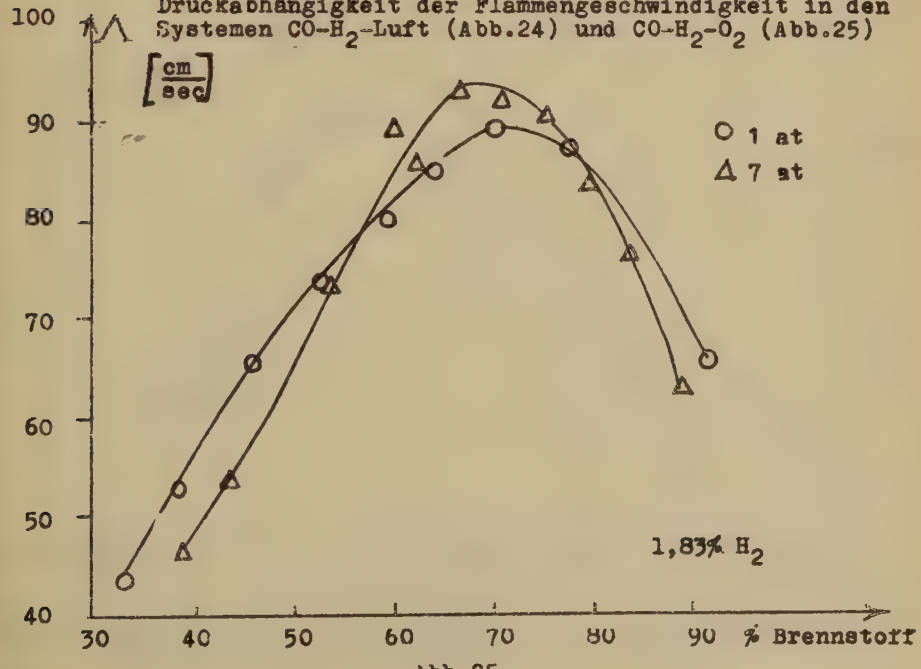


Abb.25

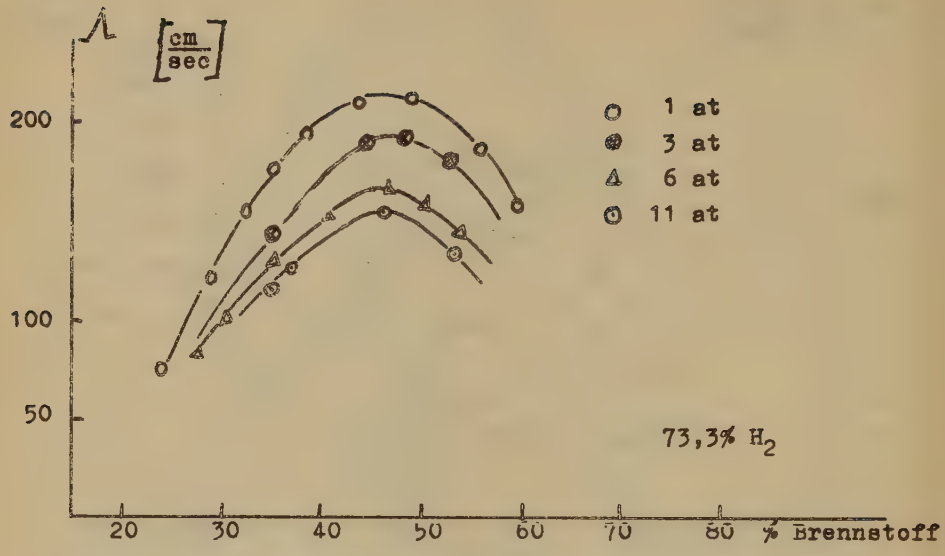


Abb.26

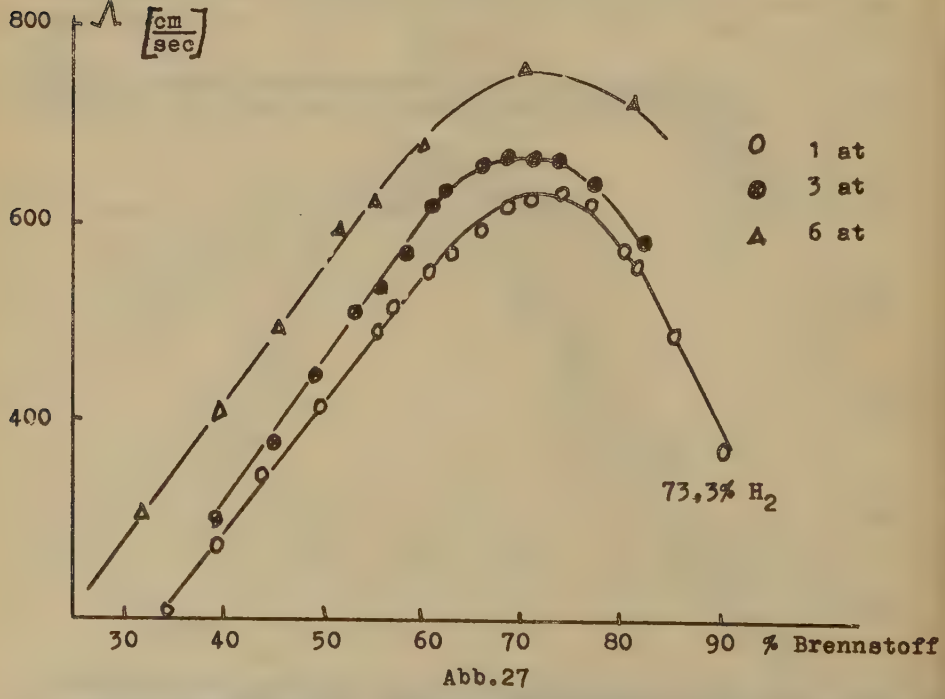


Abb.27

Druckabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit in den Systemen $CO-H_2$-Luft (Abb.26) und $CO-H_2-O_2$ (Abb.27)

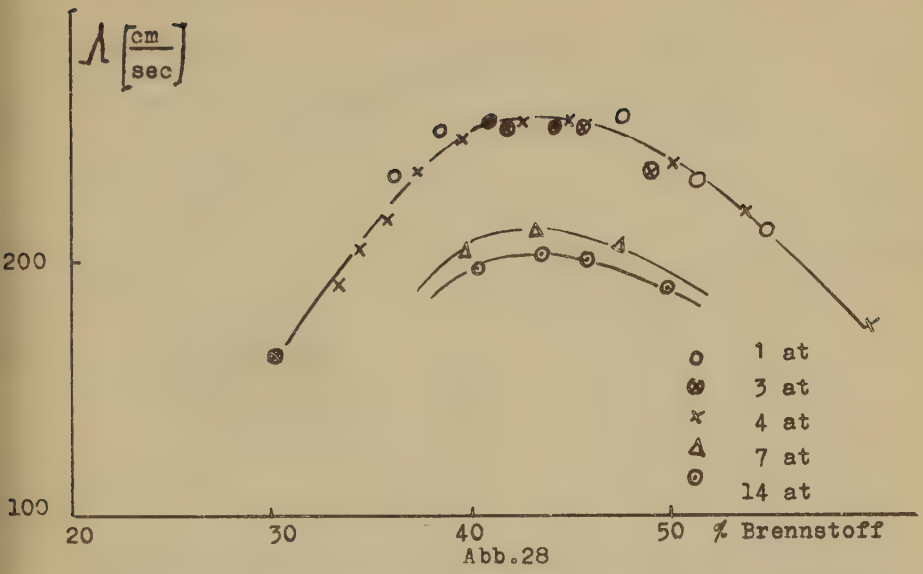


Abb.28

Druckabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit in den Systemen H_2-Luft (Abb.28) und CO-H_2-Luft (Abb.29)

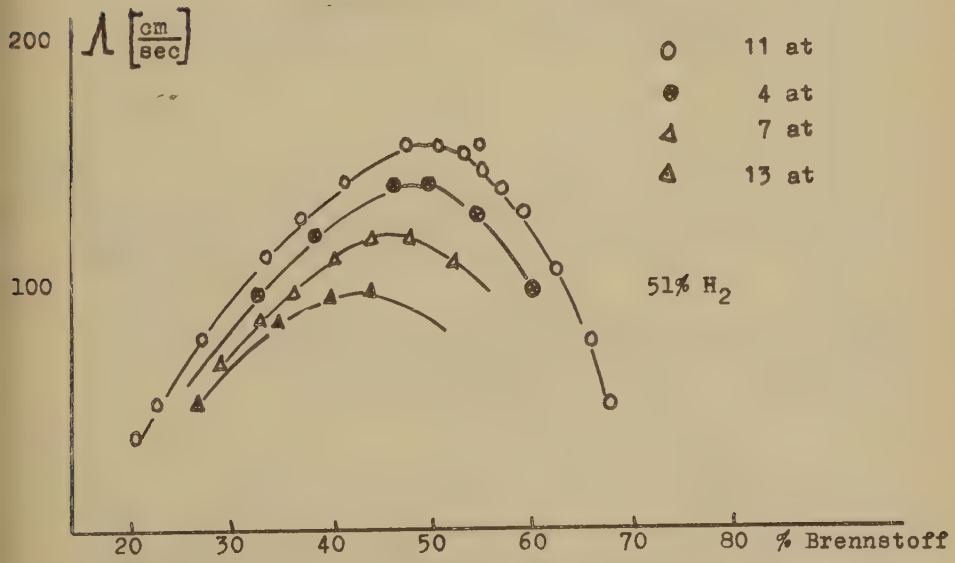


Abb.29

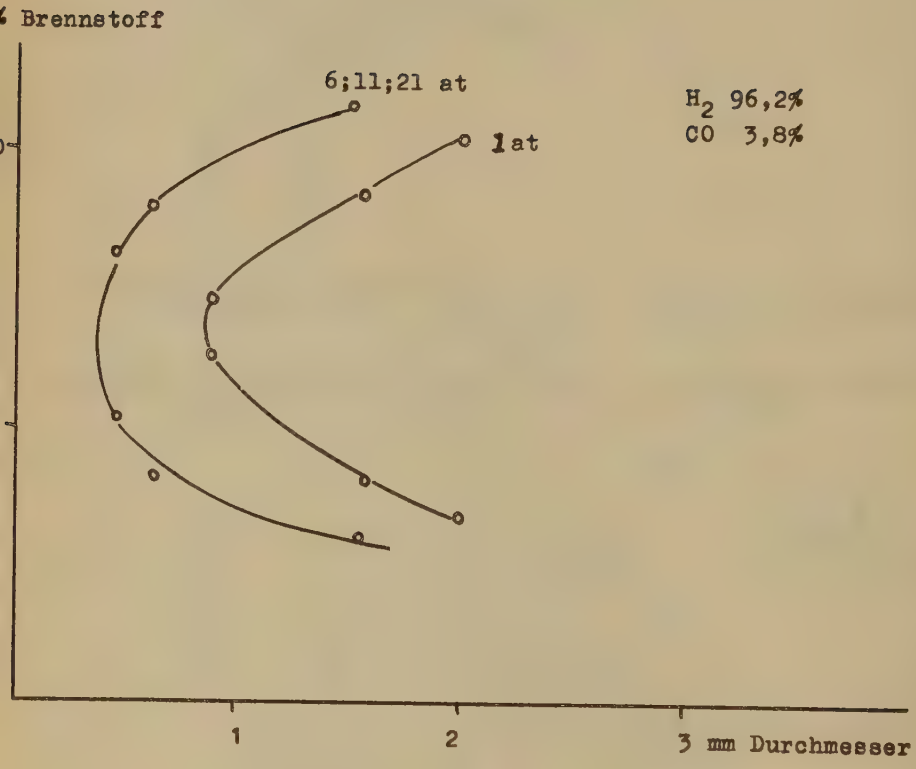


Abb.30

Die Abhängigkeit des "Quenching"-Durchmessers vom Druck im System CO-H_2-Luft

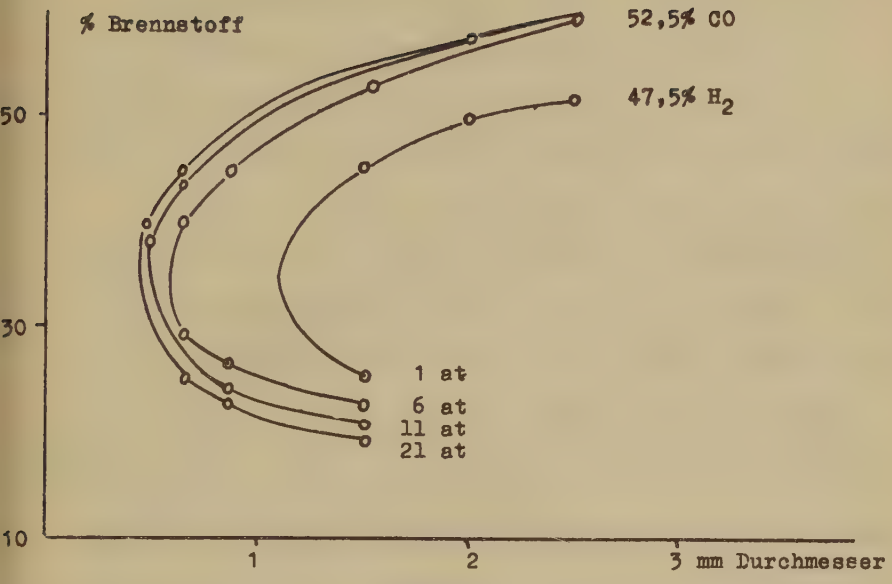


Abb.31

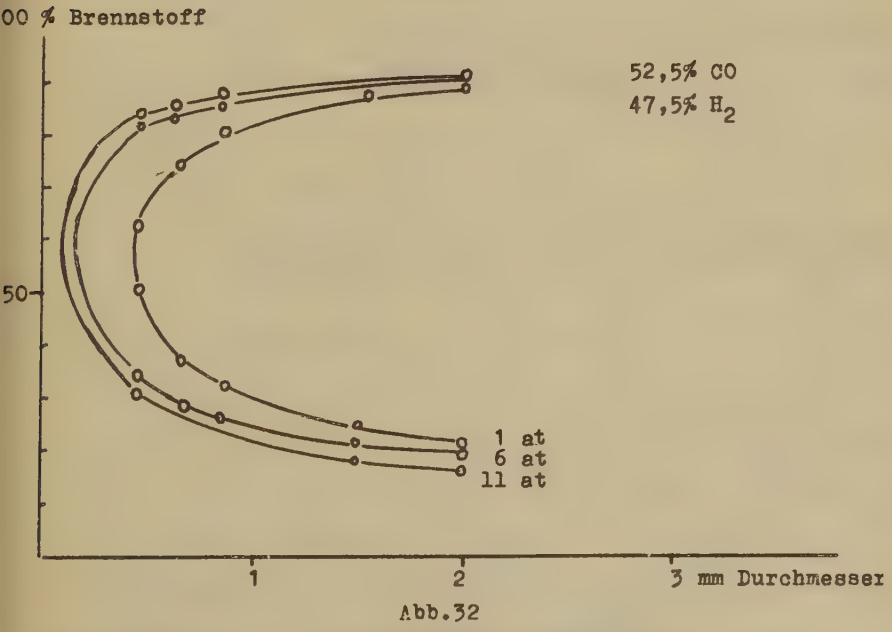


Abb.32

Die Abhängigkeit des "Quenching"-Durchmessers vom Druck in den Systemen CO-H_2-Luft (Abb.31) und CO-H_2-O_2 (Abb.32)

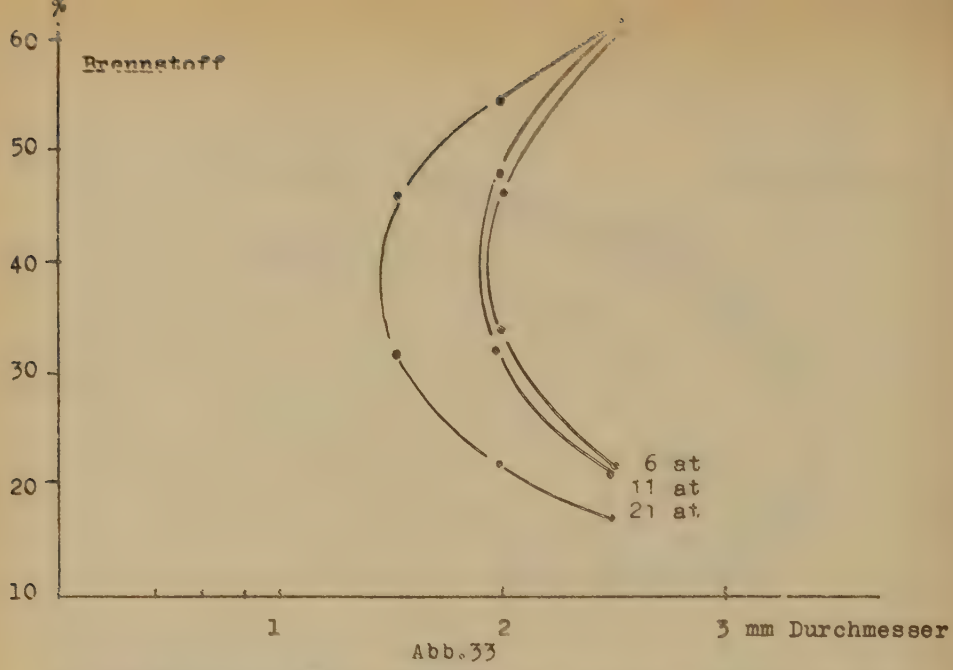


Abb.33

Abhängigkeit des "Quenching"-Durchmessers vom Druck in den Systemen CO-Luft (Abb.33) und CO-O_2 (Abb.34)

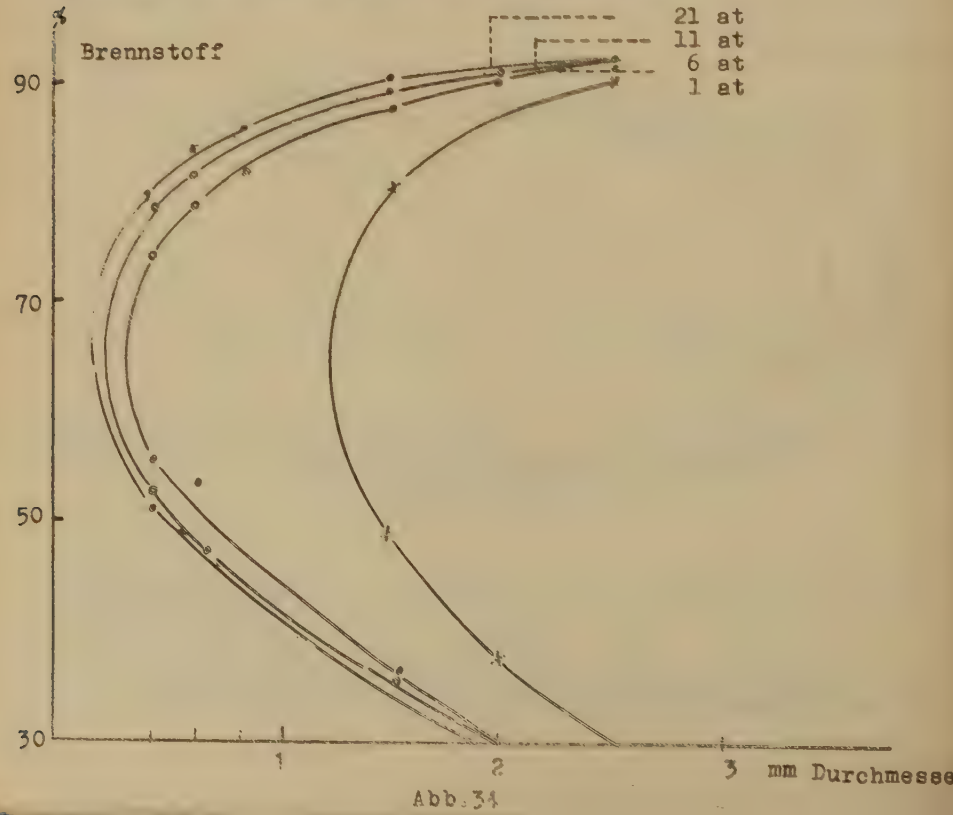


Abb.34

Literaturverzeichnis

1. L.Ubbelohde, E.Koelliker, J.Gasbel. 59, 49 (1916)

   H.G.Wolfhard, Z. techn. Phys. 24, 206 (1943)

   F.H.Garner and Coworker, Fuel 30, 17 (1951)

   J.W.Linnett, H.S.Pickering, Trans.Farad.Soc.47, 989, 1101 (1951)

   A.C.Egerton, D.Sen., 4.Symposium on Combustion, p.321

2. L.Khitrin, Z.techn.Phys. (USSR) 3, 926, 1028 (1936)

   Kh.Kolodtsew, L.Khitrin, Z.techn.Phys. (USSR) 3, 1034 (1936

   A.C.Egerton, A.T.Lefebvre, Proc.Roy.Soc.A 222, 206 (1954)

   K.Wohl, N.M.Kapp, Proj.Met.Rept.UAC -42 Oct. 1949

   K.Wohl, Proj.Sq.Semiann.Proj.Rept. p.87 Oct. 1951

3. W.Baumann, Dissertation 1959

4. L.Ubbelohde und E.Koelliker, s. unter 1)

5. R.Edse und W.A.Strauss, J.Chem.Phys. 25, 1241 (1956) und

   VII.Symp. on Combustion, 1958

6. G.A.Barskii und Y.B.Zeldovich, Zhur.Fiz.Khim.25, 523-537 (1951)

7. J.Fleischer, Diplomarbeit (1957)

8. B.Fine, Combustion and Flame 2, 109 (1958)

9. J.Menton und B.B.Milliken, Gas Dynamics Symposium on Aerothermochemistry. Northwestern University, Evanston 1956, S.151

10. M.Gilbert, VI.Symp. on Combustion, Reinhold Publishing Co., New York 1957, S.74

    L.Khitrin, Z.Techn.Phys. (USSR) 4, 927 (1936)

    K.Kolodtsew und L.Khitrin, J.Techn.Phys. USSR 3, 1034 (1936

11. C.Franze und H.Gg.Wagner, Z.Elektrochemie 60, 525 (1956)

12. J.Powling, Fuel 28, 25 (1949)

    A.Egerton und S.K.Thabet, Proc.Roy.Soc. (London) A.225, 71 (1954)

    I.P.Botha und D.B.Spalding, Proc.Roy.Soc. (London) A.225, 71 (1954)

13. W.Michelson, Wiedem.Ann.37, 1 (1889)

14. W.Jost, Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen, Springer, Berlin 1939, S.63 f.

15. B.Lewis and G.v.Elbe, Combustions. Flames and Explosions of Gases. Academic Press, New York 1951

Lebenslauf

Ich wurde am 18.3.1930 in Saalfeld als Sohn des Gartenbautechnikers Karl Grimm und seiner Ehefrau Martha geb. Lärz geboren. Ich bin deutscher Staatsangehörigkeit.
In Saalfeld besuchte ich die Grundschule und die ersten vier Klassen der Oberschule. 1945 kam ich nach Darmstadt, dort bestand ich 1949 am Alten Realgymnasium die Reifeprüfung. Anschließend besuchte ich in Darmstadt eine viersemestrige chemotechnische Fachschule, die ich mit dem Prädikat "gut" abschloß.
Als Chemotechniker wurde ich 1952 am Institut für Physikalische Chemie der Technischen Hochschule Darmstadt angestellt, wo sich mir die Möglichkeit zum gleichzeitigen Studienbeginn bot. Hauptfach: Chemie.
1953 kam ich nach Göttingen. Hier legte ich 1954 mein Vorexamen ab und 1957 die Diplom-Chemiker-Hauptprüfung, beides mit dem Prädikat gut.
Seit Februar 1957 bin ich am Institut für physikalische Chemie der Universität Göttingen unter Leitung von Herrn Professor Dr. Wilhelm Jost mit meiner Promotionsarbeit beschäftigt.
Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren Brockmann, Flammersfeld, Glemser, Hilsch, Hoffmann, Jost, Kohlschütter, König, Masing, Mennkopf, Schenck, Schneider, Schöpf, Walther, Wicke, Witte.